

Interacciones y conservaciones

Física Nuclear y subnuclear

7 de septiembre de 2023

Conservaciones

Sistema cuántico descrito por \hat{H}

$$-i\hbar\frac{d\Psi}{dt} = \hat{H}\Psi \quad (1)$$

Relaciones de permutación para un operador \hat{A} con observable A :

$$[\mathbf{H}, \mathbf{A}] = 0 \rightarrow \frac{d}{dt}\langle A \rangle = 0$$

La carga

$$\mathbf{Q}\Psi = q\Psi.$$

Invariancia de norma

$$\Psi' = e^{i\epsilon Q}\Psi,$$

Isospín

Partícula	I	I_3
p	1/2	1/2
n	1/2	-1/2
π^+	1	1
π^0	1	0
π^-	1	-1
K^+	1/2	1/2
K^0	1/2	-1/2
Σ^+	1	1
Σ^0	1	0
Σ^-	1	-1

Cuadro: Valores del número leptónico por familia para los leptones

Relación Gell-Mann-Nishima¹

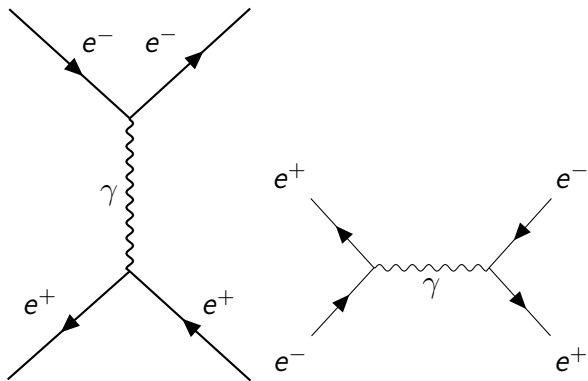
$$Q = I_3 + \frac{Y}{2} = I_3 + \frac{B - S}{2},$$
$$I_3 = \frac{1}{2}(N_u - N_d)$$

¹Realmente se amplía a $Y = B - S - C - \hat{B} - T$, pero nos quedaremos con la extrañeza nada más.

Interacciones electromagnéticas

- Una interacción muy estudiada
- Aproximaciones clásicas
- Teoría de perturbaciones
- ¿Si las energías son relativistas y el tratamiento cuántico?
 - Electrodinámica cuántica
 - Radiación multipolar

Dispersión electromagnética de leptones



Conservaciones y violaciones

Conserva

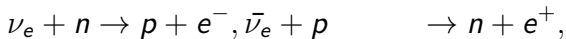
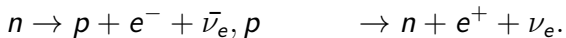
- Extrañeza
- Paridad
- Conjugación

Interacción débil

- Electrodébil
- Radiación nuclear: α , β y γ
- $\beta = e^{\pm}$
 - ¿Electrones en el núcleo?
 - Espectro de energías continuo

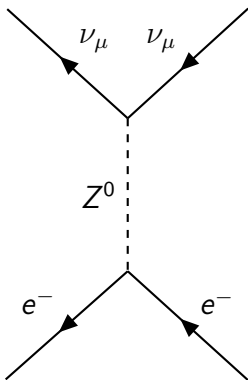
Neutrinos

- Interacción débil
- Partículas neutras
- Recuerden



Corrientes neutras

$$\nu_{\mu} + e^{-} \rightarrow \nu_{\mu} + e^{-}$$



Mezcla de neutrinos

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \\ \nu_\tau \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} V_{e1} & V_{e2} & V_{e3} \\ V_{\mu1} & V_{\mu2} & V_{\mu3} \\ V_{\tau1} & V_{\tau2} & V_{\tau3} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \\ \nu_3 \end{pmatrix} \quad (3)$$

Matriz Pontecorvo-Maki-Nakagawa-Sakata

Oscilaciones de neutrinos

$$\nu_e = \cos\theta_{12}\nu_1 + \sin\theta_{12}\nu_2$$

$$\nu_\mu = -\sin\theta_{12}\nu_1 + \cos\theta_{12}\nu_2$$

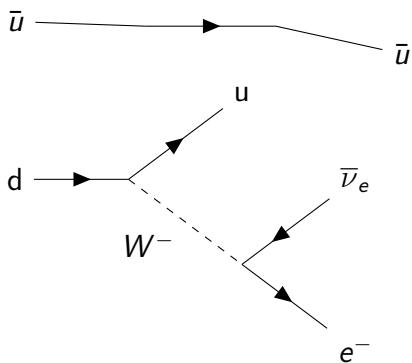
$$|\nu_e(t)\rangle = e^{-iE_1 t/\hbar}\cos\theta_{12}\nu_1 + e^{-iE_2 t/\hbar}\sin\theta_{12}\nu_2 \quad (4)$$

$$\mathbb{P}_{\nu_\mu}(t) = |\langle \nu_\mu | \nu_e \rangle (t)|^2 = \sin^2\theta_{12}\sin^2\left[\frac{1}{2}\frac{(E_1 - E_2)t}{\hbar}\right] \quad (5)$$

Procesos semileptónicos

$$\pi^- \rightarrow \pi^0 + e^- + \bar{\nu}_e$$

$\bar{u}d$ $u\bar{u}$



Procesos semileptónicos

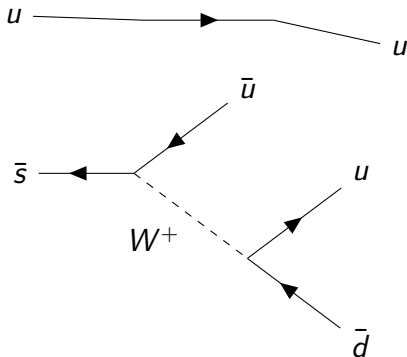
$$\nu_{\mu} + \underset{udd}{n} \rightarrow \mu^{-} + \underset{uud}{p}$$

$$\nu_{\mu} + p \rightarrow \nu_{\mu} + p$$

Procesos hadrónicos

$$\begin{aligned} K^+ &\rightarrow \pi^+ + \pi^0 \\ &\rightarrow \pi^+ + \pi^+ + \pi^- \\ &\rightarrow \pi^+ + \pi^0 + \pi^0. \end{aligned}$$

En ninguno cambia la
extrañeza.



Mamá yo quiero saber de dónde son los muones

Fuente de muones



- Conservación momento
- conservación momento angular

Paridad

1956 Lee y Yang: en interacciones débiles no hay evidencia de que se conserve la paridad

Vectores polares

$$\mathbf{P}(\vec{r}) = -\vec{r}$$

$$\mathbf{P}(\vec{p}) = -\vec{p}$$

Vectores axiales

$$\mathbf{P}(\vec{u} \times \vec{v}) = \vec{u} \times \vec{v}.$$

$$\mathbf{P}(\vec{L}) = \mathbf{P}(\vec{r}) \times \mathbf{P}(\vec{p}) = (-\vec{r}) \times (-\vec{p}) = (\vec{r}) \times (\vec{p}) = \vec{L}$$

$P = +$ paridad positiva o par

$P = -$ paridad negativa o impar

$$P\psi(x) = \psi(-x)$$

Paridad invariante, $[\hat{H}, \hat{P}] = 0$

De ser distintas funciones de onda $\Psi(x)$ y $\hat{P}\Psi(x)$ el estado estaría degenerado, la opción:

$$\Psi(\mathbf{x}) = \eta_P \Psi(x), \quad \eta_P = \pm 1$$

$$\mathbf{P} |\text{estado inicial}\rangle = \mathbf{P}(|a\rangle)\mathbf{P}(|b\rangle)\mathbf{P}(|\text{movimiento relativo}\rangle)$$

$$\eta_P(\text{estado inicial}) = \eta_P(a)\eta_P(b)\eta_P(\text{movimiento relativo})$$

$$\text{función de onda } \eta_P(\text{estado inicial}) = \eta_P(a)\eta_P(b)(-1)^\ell$$

Determinando paridades

Fijamos $\eta(p) = +1$

$$d + \pi^- \rightarrow n + n$$

Usamos

$$\eta_p(d)\eta_p(\pi^-)(-1)^\ell = \eta_p(n)\eta_p(n)(-1)^{\ell'}$$

Deuterón en el estado base, $\ell = 0$, al atrapar al pión, $\ell = 0$

$$\eta_p(p)\eta_p(n)\eta_p(\pi^-) = -1$$

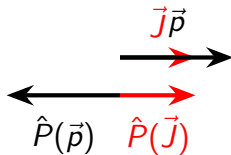
Violaciones de conservación de la paridad

- 1924 Laporte propone que hay dos diferentes clases de niveles para los átomos
- Wigner asocio estas clases son producto de la invariancia respecto a la reflexión espacial
- Se volvió un dogma, que en 1956 Lee y Yang derribaron
- Wu descubre la violación de la paridad en decaimientos β

$$\vec{r} \xrightarrow{\hat{P}} -\vec{r}$$

$$\vec{j} \xrightarrow{\hat{P}} \vec{j}$$

Los neutrinos zurdos



Combinación de estados

$$|\alpha\rangle = c |par\rangle + d |impar\rangle, \quad |c|^2 + |d|^2 = 1$$

$$\hat{P} |\alpha\rangle = c \hat{P} |par\rangle + d \hat{P} |impar\rangle \neq \eta_p |\alpha\rangle$$

Conjugación de carga

$$\mathbf{C} |q_{gen}\rangle = | -q_{gen}\rangle ,$$

$$\mathbf{C}^2 = \mathbf{I}$$

$$[Q, C] \neq 0$$

Pareciera que sólo en partículas neutras, pero tampoco en neutrinos no.

Inversión del tiempo

$$t \xrightarrow{\mathbf{T}} -t$$

$$\vec{x} \xrightarrow{\mathbf{T}} \vec{x}$$

$$\vec{p} \xrightarrow{\mathbf{T}} -\vec{p}$$

$$\vec{j} \xrightarrow{\mathbf{T}} -\vec{j}$$

Interacción fuerte

- Similar a la QED , ahora tenemos QCD
- Tres carga: r , g y b
- Gluón carga bicolor $r\bar{g}$, QCD es no abeliana

Bariones pesados

- Δ^{++}
- Ω^-

Invariancia de norma - Grados de libertad

- Libertad parcial de elegir el potencial electromagnético
- Parecía una teoría con cabos sueltos, o sólo una peculiaridad matemática
- La invariancia de norma dicta la forma de la interacción y los campos vectoriales sin masa.

Potenciales vectoriales y normas covariantes

(A_0, \mathbf{A})

$$D_\mu = (D_0, \mathbf{D}) \quad (7)$$

$$D_0 = \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} + \frac{iqA_0}{\hbar c} \quad (8)$$

$$\mathbf{D} = \nabla - \frac{iq\mathbf{A}}{\hbar c} \quad (9)$$

Movimiento de los campos vectoriales

$$\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 A_0}{\partial t^2} - \nabla A_0 = \rho = \psi^* q \psi$$
$$\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 A_i}{\partial t^2} - \nabla A_i = \frac{j_i}{c} = \psi^* \frac{q \vec{v}_i}{c} \psi$$

Con la condición para su invariancia de norma:

$$\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \epsilon(\vec{x}, t)}{\partial t^2} - \nabla^2 \epsilon(\vec{x}, t) = 0 \quad (10)$$

Bosones sin masa

- Aparece la necesidad de que los bosones de norma no tengan masa
- La invariancia local se extiende a la global
- La fase en una función de onda es arbitraria
- Pero siempre debe ser la misma fase en todos los puntos del espacio tiempo.

Sentido físico de los potenciales vectoriales

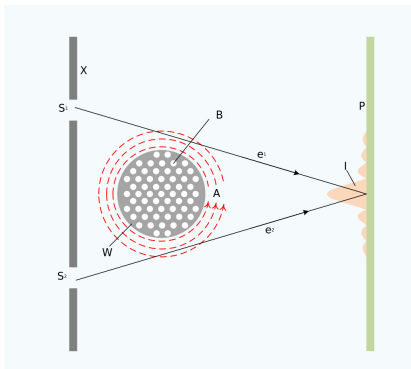
- Aparece en la teoría cuántica

En ausencia de campo electromagnético, la ecuación estacionaria de Schrödinger:

$$-\frac{\hbar^2}{2m}\nabla^2\psi_0 = E\psi_0, \quad (11)$$

Ecuación de Schrödinger con campo vectorial electromagnético estático

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \mathbf{D}^2 \psi = -\frac{\hbar^2}{2m} \left(\nabla + \frac{ie\mathbf{A}(\vec{x})}{\hbar c} \right)^2 \psi \quad (12)$$



Mecanismo de Higgs

- Rompimiento de simetría aproximada
- Rompimiento de simetría espontáneo
- Simetrías escondidas por ejemplo en los ferromagnetos

Bosón de Higgs

- Campo escalar complejo invariante de norma, ϕ y ϕ^*
- Representan mesones escalares H^+ y H^-

$$\phi = \frac{1}{\sqrt{2}}(\phi_1 + i\phi_2)$$

- Obedecen a la ecuación de Klein-Gordon